

EFFET ZEEMAN

B. AMANA, Ch. RICHTER et O. HECKMANN

I INTRODUCTION

Ce TP est consacré à l'étude de l'effet Zeeman sur la raie rouge du cadmium. Nous allons présenter dans un premier temps les éléments théoriques nécessaires à la compréhension de ce phénomène, nous passerons ensuite à l'étude pratique en mesurant les décalages en fréquences des composantes de Zeeman. Des mesures effectuées sera déduit le rapport de la charge sur la masse de l'électron.

II THEORIE SUR L'EFFET ZEEMAN NORMAL

Un électron qui se meut dans un champ magnétique y est soumis à une force électromagnétique : en faisant agir un champ magnétique sur une source de lumière on doit donc provoquer des modifications des mouvements électroniques dans les atomes émetteurs et par la suite des modifications de la lumière émise.

Cette influence du champ magnétique sur l'émission des raies spectrales fut mise en évidence en 1896 par Zeeman: l'action du champ magnétique produit une décomposition de chaque raie d'émission en plusieurs composantes et l'on a donné à cette décomposition le nom d'effet Zeeman.

Il faut pour observer ce phénomène placer la source de lumière dans un champ intense et l'observation pourra être faite transversalement (dans une direction perpendiculaire au champ magnétique) ou longitudinalement (dans la direction du champ magnétique). La condition essentielle à réaliser est que les raies spectrales soient aussi fines que possibles : il semble que le procédé qui donne les meilleurs résultats est l'emploi de l'arc dans le vide ou plus exactement dans l'hydrogène sous une pression de 8 à 10 mm entre électrodes du métal à étudier. L'observation peut être faite avec un spectrographe de n'importe quel type pourvu que son pouvoir de résolution soit suffisant. On emploie pour cela des dispositifs interférentiels à cause de leur grand pouvoir de résolution.

II-1 Décomposition des raies simples

L'effet Zeeman normal ne survient qu'aux transitions entre les états atomiques avec le spin total $S=0$. Le moment angulaire total $J=L-S$ d'un état est alors un pur moment angulaire orbital ($J=L$). On a l'équation suivante pour le moment magnétique qui lui est subordonné :

$$\mu = \frac{\mu_B}{\eta} J \quad (1) \quad \text{avec } \mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e}.$$

μ_B est le magnéton de Bohr, m_e la masse de l'électron, e la charge électronique élémentaire et \hbar la constante de Planck.

L'énergie $E = -\mu B$ est liée au moment magnétique dans un champ magnétique extérieur B . Soit J_z la composante du moment angulaire dans la direction du champ magnétique, on peut écrire $J_z = M_J \hbar$ où M_J est appelé nombre quantique

magnétique. La théorie quantique conduit à ce résultat remarquable, que l'atome ne peut prendre par rapport au champ magnétique qu'un nombre fini d'orientations définies par les nombres entiers M_J égaux à $-J, -J+1, \dots, J-1, J$. Ceci est la raison pour laquelle le niveau d'énergie de moment angulaire J se décompose en $2J+1$ composantes équidistantes de Zeeman qui se distinguent entre elles par les valeurs de M_J . La distance entre les énergies de composantes contiguës M_J et M_{J+1} est de

$$\Delta E = \mu_B B \quad (2)$$

Et comme $\Delta E = h\Delta\nu$, on déduit facilement que

$$\Delta\nu = \frac{eB}{4\pi m_e} \quad (3)$$

On peut observer l'effet Zeeman normal sur la raie rouge du cadmium ($\lambda_0=643,8$ nm). Elle correspond à la transition 1D_2 ($J=2, S=0$) vers 1P_1 ($J=1, S=0$) **d'un électron de la 5^e couche** (voir figure suivante).

Dans un champ magnétique le niveau 1D_2 se subdivise en cinq et le niveau 1P_1 en trois composantes de Zeeman écartées de la valeur calculée dans l'équation (3).

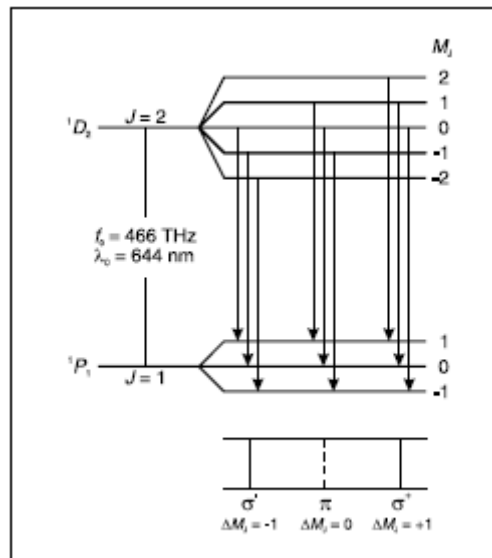


Figure 1

Les transitions entre ces niveaux ne sont possibles qu'en forme de radiation électrique de dipôle. Les règles de sélection applicables pour les nombre quantiques M_J des états concernés sont les suivantes : $\Delta M_J = \pm 1$ pour les composantes σ et $\Delta M_J = 0$ pour les composantes π . On observe donc en tout trois raies spectrales parmi lesquelles la composante π reste au même endroit et les deux composantes σ

décalées de $\Delta\nu = \frac{eB}{4\pi m_e}$ par rapport à la fréquence de sortie. ΔE est donc le clivage équidistant des énergies.

II-2 Symétrie du champ magnétique et polarisation des raies.

On peut montrer que la symétrie d'un champ magnétique B dirigé suivant Ox est celle d'un mouvement circulaire du plan yOz (voir figure suivante) : c'est par exemple la symétrie d'un courant circulaire i créant ce champ ; elle est caractérisée par le fait que Ox est un axe de révolution et que le plan yOz est un plan de symétrie.

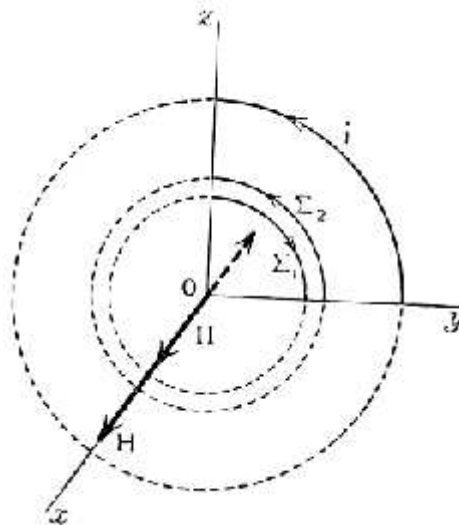


Figure 2

Considérons en O une vibration quelconque et cherchons à la décomposer en vibration composantes simples présentant la même symétrie que le champ : nous la décomposerons d'abord en une vibration rectiligne Π parallèle à Ox et une vibration elliptique Σ du plan yOz ; nous décomposerons cette dernière en deux vibrations circulaires de sens inverses Σ_1 et Σ_2 . Ces deux dernières vibrations ont été représentées sur la figure précédente avec des amplitudes différentes ; mais si l'on a en O une source de lumière naturelle, elle donne évidemment 3 composantes Π , Σ_1 et Σ_2 de même intensité I , et l'observation en l'absence de champ dans une direction quelconque donne une raie d'intensité $2I$.

Observons d'abord dans la direction du champ magnétique, autrement dit étudions le faisceau émis dans la directions Ox : la lumière ne se propage que par vibrations transversales, ce faisceau ne transporte que les deux vibrations circulaires Σ_1 et Σ_2 . L'une de ces vibrations étant de même sens que i , et l'autre de sens inverse, elles doivent subir de la part du champ des actions de sens opposés : c'est bien en effet ce que l'on observe puisqu'on a un doublet symétrique par rapport à la raie initiale, dont **les deux composantes, d'intensités I égales sont polarisées circulairement en sens inverses**. L'action du champ magnétique doit s'inverser lorsqu'on inverse le

champ puisqu'on intervertit alors les sens des vibrations Σ_1 et Σ_2 par rapport au sens du courant magnétisant qui définit le sens du champ : on observe en effet alors une inversion du sens de la polarisation circulaire des composantes du doublet, la composante de plus courte longueur d'onde étant toujours constituée par des vibrations de même sens que le courant magnétisant.

Observons maintenant le faisceau transmis perpendiculairement au champ dans la direction Oy : il transporte d'une part la vibration Π , qui donne la composante centrale π du triplet normal, vibrant parallèlement au champ et d'autre part les composantes suivant Oz des deux vibrations Σ_1 et Σ_2 , qui donnent les deux composantes σ du triplet normal, vibrant perpendiculairement au champ, et occupant la même place que les vibrations du doublet de l'observation longitudinale.

La composante π correspond directement à la vibration Π et a l'intensité I ; chacune des composantes σ , projections sur l'axe Oz d'une des vibrations Σ_1 et Σ_2 ne transporte que la moitié $1/2$ de l'intensité de l'une de ces vibrations. L'observation longitudinale ne donne donc que les composantes σ_1 et σ_2 polarisées circulairement tandis que l'observation transversale donne ces mêmes composantes σ , sous forme de composantes à vibrations perpendiculaires au champ, ainsi que les composantes π à vibrations parallèles au champ.

II-3 Spectroscopie des composantes de Zeeman.

La mise en évidence du décalage des composantes spectrales nécessite un appareil avec une très bonne résolution, car les deux composantes σ de la raie rouge du cadmium ne sont décalées que de $\Delta\lambda=0,02$ nm pour un champ magnétique de 1 T.

Dans ce TP nous allons nous servir d'une plaque de Lummer-Gehrcke. La lumière qui diverge dans le sens vertical passe par une fente horizontale pour se rendre dans une longue plaque de verre plan-parallèle en passant par un prisme collé (voir figure suivante). A l'intérieur de la plaque la lumière est réfléchiée en à plusieurs reprises, un peu de lumière s'échappant à chaque fois. Vue sous un angle $\alpha=90^\circ$, la réflexion a lieu à l'intérieur des plaques quasiment en-dessous de l'angle limite de la réflexion totale. Cela garantit ainsi un coefficient de réflexion conduisant ainsi à une interférence multiple si la plaque a une longueur conséquente. Les rayons émis sont observés derrière la plaque à l'aide d'une lunette d'observation réglée sur l'infini. Pour une longueur d'onde λ on trouve au-dessus et au-dessous de la plaque deux systèmes de franges d'interférence horizontales, identiques par symétrie spéculaire.

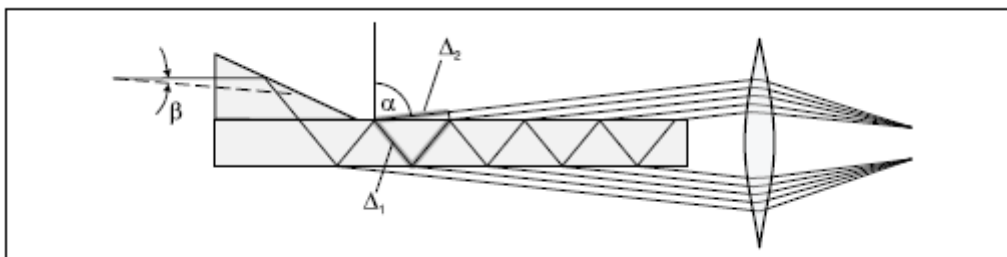


Figure 3

Un changement de la longueur d'onde $\delta\lambda$ se traduit par un décalage des franges d'interférences d'un angle $\delta\alpha$. Si une raie spectrale comprend plusieurs composantes écartées de $\delta\lambda$ alors chaque frange d'interférences sera subdivisée en un nombre correspondant de composantes écartées de $\delta\alpha$. On reconnaît donc un doublet de raies spectrales à une structure en doublet et un triplet de raies en une structure en triplet dans les franges d'interférences. Le décalage visible des raies spectrales donne donc une modification mesurable de la longueur d'onde ou de la fréquence.

Les deux composantes σ du triplet ou des deux raies du doublet ont un décalage $\nu+\Delta\nu$ ou $\nu-\Delta\nu$ par rapport à la fréquence.

On montre que le décalage de longueur d'onde $\Delta\lambda$ observé à la sortie d'une plaque de Lummer-Gerhcke peut être écrit sous la forme :

$$\Delta\lambda = \frac{\delta a}{\Delta a} \frac{\lambda^2 \sqrt{n^2-1}}{2d(n^2-1)} \quad (4)$$

où δa est l'écartement des raies décomposées par rapport à la position originale des lignes d'interférences (sans champ magnétique), Δa la distance entre deux lignes d'interférences (sans champ magnétique, d l'épaisseur de la plaque de Lummer-Gerhcke ($d=4.04$ mm), n son indice de réfraction (verre : $n=1.4567$)).

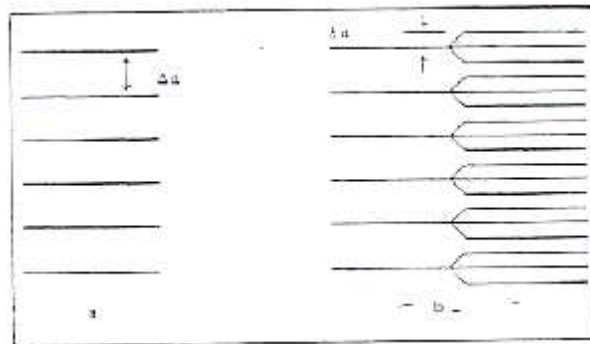


Figure 4

Sachant que $c = \lambda\nu$, on peut écrire (puisque c , vitesse de la lumière est une constante) que $\lambda d\nu + \nu d\lambda = 0$ ou encore que $d\nu = -\nu d\lambda/\lambda$. Et comme $\nu = c/\lambda$, on déduit que $d\nu = -c \frac{d\lambda}{\lambda^2}$ ou encore que

$$\Delta\nu = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (5).$$

En tenant compte de l'équation (4) on peut écrire :

$$\Delta\nu = c \frac{\delta a}{\Delta a} \frac{\sqrt{n^2-1}}{2d(n^2-1)} \quad (6).$$

Au lieu de déduire comme nous venons de le faire le décalage en fréquence, on peut au contraire déterminer expérimentalement cet écart et déduire de la formule (3) le rapport e/m_e de la charge de l'électron à sa masse. On obtient alors :

$$\frac{e}{m_e} = \frac{4\pi}{B} \Delta\nu \quad (7).$$

III PARTIE EXPERIMENTALE

III-1 Matériel

La figure suivante montre le montage complet pour une configuration transversale.

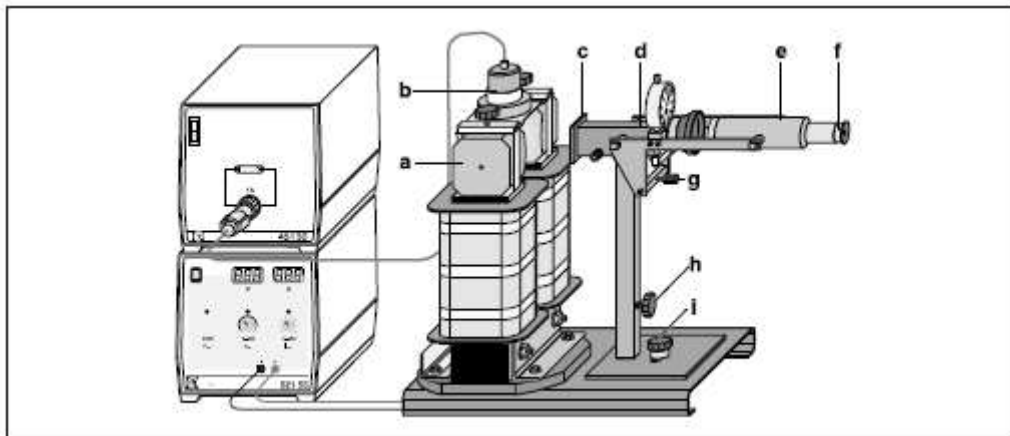


Figure 5

a : pièces polaires de l'électro-aimant (le champ magnétique est produit par les deux bobines connectées à l'alimentation électrique- l'alimentation utilisée sera différente de celle de la figure précédente).

b : lampe au cadmium avec support

c : monture pour le filtre rouge de sélection de la raie rouge

d : couvercle du support de la plaque de Lummer-Gerhcke

e : lunette d'observation des franges d'interférences

f : oculaire pour le réglage de la netteté

g : réglage en hauteur de la lunette d'observation

h : vis de fixation pour la colonne

i : vis de fixation pour le pied de la colonne.

III-2 Observation transversale de l'effet Zeeman.

III-2.1 Montage

- L'électro-aimant est en principe déjà monté sur la plaque support du système optique. En serrant la vis à tête hexagonale sous la plaque support, vérifier qu'il est encore possible de faire tourner l'électro-aimant en forçant quelque peu.
- Etablir un espace de 1 cm entre les pièces polaires (a).
- Tourner le support de la lampe au cadmium (b) avec l'ouverture vers les connexions électriques de l'électro-aimant.
- Fixer les pièces polaires et le support de la lampe par l'intermédiaire de colliers tendeurs avec des vis de fixation.
- Positionner la lampe de manière à ce que le point de fusion de l'ampoule soit du côté des connexions électriques et vérifier que les lignes électriques ne gênent pas la marche des rayons (les mettre à l'oblique par rapport au champ).
- Visser dans un premier temps la colonne du système optique avec le pied de la colonne le plus loin possible de l'électro-aimant.
- La plaque de Lummer-Gerhcke est en principe déjà placée sur son support et protégée par le couvercle (d). Seul l'enseignant est appelé à modifier sa position.
- Vérifier que le filtre rouge avec lentille convergente est placée dans la monture (c).
- Pour éviter la lumière extérieure perturbatrice, placer le diaphragme en forme d'entonnoir à l'entrée de la lunette d'observation.
- Vérifier que la lampe au cadmium est reliée à son alimentation électrique et la mettre en route. Attendre 5 mn jusqu'à ce que l'émission de la lumière soit assez forte.
- Câbler les bobines en série : pour cela, relier les douilles 2 et 3 et connecter les douilles 1 et 4 des bobines aux douilles de sortie de l'alimentation en courant continu.

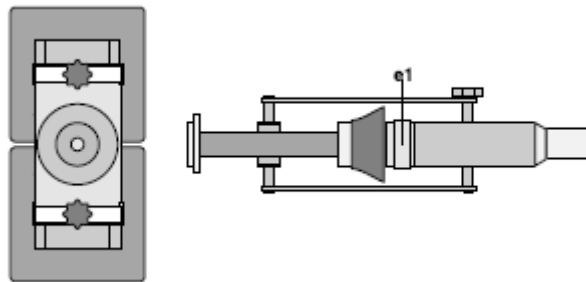


Figure 6

III-2.2 Observation et étude de la polarisation des composantes spectrales.

Si la lunette d'observation est dirigée exactement sur l'extrémité arrière de la plaque de Lummer-Gerchcke, les franges d'interférences semblent être réparties symétriquement vers le haut et vers le bas. Plus les franges sont vers l'extérieur, moins elles sont écartées. Les franges qui conviennent le mieux pour l'observation sont les franges claires qui sont à l'intérieur.

- Tenir l'oculaire face à la lumière du jour et régler la netteté du réticule.
- Insérer l'oculaire dans le tube de la lunette d'observation et régler la netteté des franges d'interférences en déplaçant l'oculaire.
- Tout d'abord, observer les franges sans champ magnétique ($I = 0A$) et en faisant pivoter la lunette faire coïncider le réticule avec une frange d'interférence.
- Lentement, amener le courant magnétique à 12 A environ jusqu'à ce que les franges d'interférences subdivisées soient nettement séparées les unes des autres.
- Observe-t-on un doublet ou un triplet ? Expliquer. Identifier les composantes π et σ . Comment sont les intensités des unes par rapport à celles des autres ?
- Pour la distinction des raies entre les composantes π et σ , placer le support de la feuille de polarisation (position e_1 sur la figure précédente). La feuille de polarisation est légèrement plus foncée que la feuille quart d'onde.
- Faire tourner la feuille de polarisation jusqu'à ce que la composante centrale disparaisse. A partir de cette position, tourner le polariseur de 90° et dire ce qui se passe. Comment sont donc polarisés les deux types de composantes ? Comment sont les directions de polarisation des 2 types de composantes l'une par rapport à l'autre ?

III-2.3 Détermination du rapport e/m_e .

La détermination de ce rapport s'effectue comme nous l'avons vu dans la partie théorique à partir de la mesure de $\delta a/\Delta a$, et de l'intensité B du champ magnétique.

- Supprimer le champ magnétique.
- Régler la netteté des franges.
- Faire coïncider une frange avec le réticule de l'oculaire et lire la position d_1 de l'aiguille du boîtier de mesure de déplacements.
- A l'aide de la vis (g) déplacer l'angle d'observation de la lunette jusqu'à faire coïncider le réticule avec la frange voisine et lire la position d_2 sur le boîtier de mesure de déplacements. Calculer $\Delta a = |d_1 - d_2|$.
- Faire monter lentement le courant jusqu'à 15 A et mesurer à l'aide de la sonde tangentielle l'intensité B du champ magnétique.
- En faisant coïncider successivement les franges correspondant aux composantes π et σ , mesurer de la même manière que précédemment l'écart δa .
- Calculer le rapport e/m_e et le comparer à sa valeur théorique.

III-3 Observation longitudinale de l'effet Zeeman.

III-3.1 Passage de l'observation transversale à l'observation longitudinale.

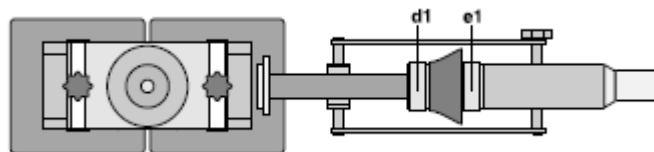


Figure 7

- Desserrer le vis de fixation sur le pied (i) et régler un écartement maximal entre la colonne pour le système optique et l'électro-aimant.
- Enlever le filtre rouge de sa monture.
- Faire pivoter l'électro-aimant avec la lampe au cadmium de 90° et l'orienter de façon à ce que l'arête de la plaque de base de l'électro-aimant soit parallèle à l'arête arrière de la plaque support du système optique.

- Insérer le filtre rouge avec lentille convergente dans la monture.
- Etablir un écartement minimal entre la colonne optique et l'électro-aimant.
- Optimiser la luminosité et le contraste des franges. Pour cela, alternativement :
 - déplacer de droite à gauche tout le système optique sur la plaque support et le faire pivoter (à fixer avec la vis (i)),
 - régler la hauteur de tout le système optique par rapport à la lampe au cadmium et au trou dans les pièces polaires (à fixer avec la vis de fixation (h)).
- Pour améliorer la luminosité et le contraste des franges, soulever éventuellement le couvercle muni de la monture du filtre rouge .

III-3.2 Observation et étude de la polarisation.

- Observer le modèle des franges sans champ magnétique et faire coïncider une frange d'interférence avec le réticule. **Bien observer l'intensité des raies.**
- Augmenter lentement le courant jusqu'à 12 A. et observer l'évolution du modèle des franges.
- Observe-t-on un doublet ou un triplet ? Comment sont la position et l'intensité des franges par rapport à celles des franges initiales (sans champ magnétique) ? Pourquoi le modèle de franges observé est différent de celui obtenu lors de l'observation transversale ?
- Tourner la lame de polarisation sur son support. Faire un tour complet. Y a-t-il un changement sur la luminosité des franges ? Expliquer.
- Installer le support de la lame quart d'onde (d1) sur l'embout cylindrique du couvercle (voir emplacement sur la figure précédente).
- Faire tourner le support avec la feuille de polarisation autour de l'axe d'observation jusqu'à ce qu'une composante s'éteigne. A partir de cette position, tourner le polariseur de 90° dans le même sens. Que se passe-t-il ?
- Comment sont donc polarisées les composantes spectrales à la sortie de la lame quart d'onde ? Comment sont les directions de polarisation de l'une par rapport à celle de l'autre ?
- Déduire alors la nature de polarisation de ces composantes à l'entrée de la lame quart d'onde (se servir du TP « Analyse d'une Vibration Optique » de licence pour la détermination de la nature de polarisation).
- Expliquer

III-3.3 Détermination du rapport e/m_e .

- Régler le courant électrique de manière à ce que l'écartement des lignes l'une par rapport à l'autre soit régulier. La figure suivante montre que dans ce cas le rapport $\delta a/\Delta a$ vaut $1/4$.

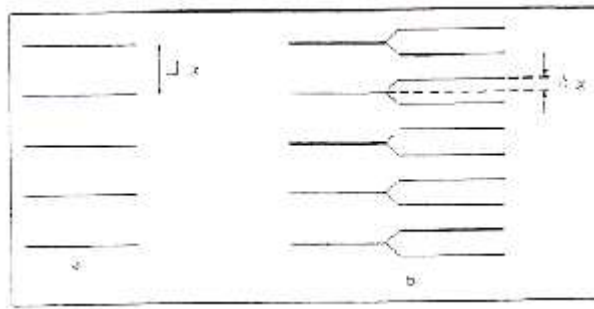


Figure 8

- Mesurer l'intensité du champ magnétique correspondant puis déterminer le rapport e/m_e .
- Comparer cette valeur à celle calculée précédemment. Comparer les deux méthodes.
- **Conclure.**